АСТРОФИЗИКА

ТОМ 26 ИЮНЬ, 1987 ВЫПУСК 3

УДК: 524.7

ФОРМИРОВАНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ПЕРЕМЫЧЕК — БАРОВ

В. Г. ГУГЛЕНКО, А. А. РУМЯНЦЕВ

Поступила 23 апреля 1986

Принята к печати 15 января 1987

Образование баров связано с некоторым взрывным процессом в центральной области галактики. Конфигурация перемычки обусловлена при этом чисто геометрическими факторами: вытянутостью центрального тела, имитируемого цилиндром, пересечением с ним фронта ударной волны и последующим падением газа на диск галактики. Рассмотрено столкновение бара и газовой системы диска, которое может привести к формированию спиральных ветвей.

1. *Введение.* Спиральные ветви галактик ставят перед астрономами целый ряд нерешенных проблем. Среди них — проблема формирования перемычек в центральных областях галактик. Спирали и бары образуют их видимую «архитектуру», физическая основа которой еще остается скрытой. Теория волн плотности представляет в целом стимулирующую концепцию образования спиралей [1, 2]. Однако в нее как-то не укладывается феномен баров, наблюдаемых в таких системах как № 6С2442 [3]. По-видимому, чаша весов теории склоняется в сторону эруптивных концепций эволюции галактик. Бары в этом смысле — не исключение.

Взрывной механизм образования галактических перемычек представляется естественным. Наблюдения свидетельствуют об истечении вещества из центральных регионов, да и вся картина спиралей, баров, отдельных рукавов и газовых выбросов, скорости которых достигают нескольких сот километров в секунду, говорит об активности этих областей. Ядра галактик представляют собой не просто геометрические центры, но и буквально центры их физической активности, физическую сущность которой еще предстоит раскрыть астрофизике.

Анализ геометрических факторов, присущих активным явлениям, позволяет, как мы полагаем, пролить свет на структуру центральных тел, что весьма важно для понимания эволюции галактик как целого. Появляется все больше данных, свидетельствующих о трехосной структуре центральных тел и возможном уклонении их оси вращения относительно оси галактик [4]. В частности, внимательное изучение карты радиоизофот для центра нашей Галактики невольно вызывает представления о такого рода трехосных телах. Наконец, не исключена динамическая связь баров и спиральных ветвей [5]. Целью настоящей работы является исследование возможного механизма формирования бара во взрывном процессе и выявление указанных связей.

2. *Динамическая картина образования бара.* Основой подхода является представление о точечном взрыве, происходящем в центральном теле вытянутой формы. Известно, что в случае, если отношение кинетической энергии вращения тела к его гравитационной энергии превышает некоторое критическое значение (≈ 0.14 для однородного тела [6]), то реализуется равновесная конфигурация типа эллипсоида Якоби. По мере увеличения энергии вращения, происходящего вокруг малой оси эллипсоида, последний может принять сильно вытянутую, игольчатую форму. В монографии [6] приводятся и результаты счета политропных моделей аналогичного вида. В проводимом здесь расчете используется однородная по плотности модель игольчатого тела с большой осью, ориентированной в плоскости галактики. Поскольку краевые эффекты на торцах тела во внимание не принимаются, то для простоты центральное тело, испытывающее катаклизм, заменяется цилиндром, заполненным газом.

Наиболее важны при этом чисто геометрические факторы, такие, как форма пересечения поверхности цилиндра и переднего фронта выброса, эволюция которого прослеживается при проведении расчетов.

По предположению взрывное энерговыделение имеет место в малой сферической области радиуса $R_0 = 3$ пк вблизи оси цилиндра. Образовавшаяся сферическая ударная волна сообщает газу скорость, превышающую параболическую для центрального тела. При выходе на его поверхность фронта волны формируется газовый выброс в виде колеса с широким ободом, динамика которого рассчитана ниже. Плоскость обода перпендикулярна экваториальной плоскости галактики, а торможение силами гравитации, действующими со стороны диска, приводит к падению газа на диск. Кроме того, на выброс действуют силы Кориолиса, сообщающие газу дополнительное ускорение в азимутальном направлении. Выброс трансформируется в газовую полосу—бар, толкающий фоновый газ диска, создавая в нем ударные волны, которые могут послужить источником движений, связанных со спиральными ветвями.

Возникающая при формировании бара эпюра скоростей газа в целом регулярна, хотя и представляется на первый взгляд запутанной — обстоятельство, которое вызывает затруднение при интерпретации движений в центральных областях. Эта картина зависит от положения наблюдателя, но в любом случае, геометрическая экстраполяция «назад» движений газа может дать информацию о строении центрального тела.

3. *Выход ударной волны.* В результате взрывного процесса внутри центрального тела распространяется сферическая ударная волна. Если принять, что плотность газовой среды постоянна, то скорость распространения фронта при его перемещении спадает по закону [7, 8]:

$$u = u_0\left(\frac{R_0}{R(t)}\right)^{\lambda}\left(1 - \int\limits_{R_0}^{R} \frac{gsdr}{u^2(u+s)}\right), \tag{1}$$

причем индексом нуль отмечены начальные значения величин. Степенной множитель в (1) учитывает ослабление фронта вследствие его дилюции, второй множитель учитывает гравитационное торможение, g, s — локальные значения соответственно ускорения силы тяжести и скорости звука за фронтом. Величина $\lambda(\gamma)$ есть функция показателя адиабаты вещества γ, который мы положим равным 5/3. Из соотношений адиабаты Гюгонио на фронте [9] при этом следует, что $\lambda = \frac{1}{2} - 0.3\,(s_0/u)^2$. В рассматриваемом случае сильной ударной волны $(u \gg s_0)$ можно положить $\lambda = \frac{1}{2}$.

Если плотности на поверхности и на оси цилиндра различаются, то есть отличен от нуля градиент плотности внутри последнего, то фронт при выходе на поверхность дополнительно ускоряет газ; в целом же картина пересечения фронта с поверхностью сохраняется. Расчет динамики фронта в этом случае сложен, и мы его не проводим. Отметим лишь, что ускорение газа, обусловленное градиентом плотности, может сказаться в том, что параболическая скорость достигается лишь в приповерхностном слое. Именно этот слой и выбрасывается фронтом, образуя конфигурации пояса или кольца, которые, возможно, доступны наблюдениям в некоторых активных галактиках.

При дальнейшем движении фронта распределение энергии неравномерно, энергия распределяется приблизительно поровну между тепловой и кинетической ее частями. Скорость газа за фронтом $v = \frac{2}{\gamma+1}u$, давление за фронтом определяется формулой

$$p_0 = (\gamma+1)E(2\gamma V_0)^{-1} = 2(\gamma+1)^{-1}\rho u_0^2,$$

где

$$V_0 = \frac{4\pi}{3}R_0^3; \quad u_0 = \frac{\gamma+1}{2\sqrt{\gamma}}\left(\frac{E}{\rho V_0}\right)^{1/2}.$$

При дальнейшем движении фронта распределение энергии неравномерно, что и обуславливает автомодельный закон (1).

Выброшенная оболочка формируется при выходе фронта на поверхность цилиндра. Направим ось x вдоль последнего, a — его радиус; r — расстояние от оси цилиндра. Рассматривая случай сильной ударной волны, пренебрежем сначала гравитационной силой: $ga \ll u_0^2$. Форма выброшенной оболочки при этом аксиально симметрична; в момент времени касания фронтом поверхности цилиндра линией касания, очевидно, является окружность радиуса. Выберем произвольную точку M_0 на этой линии и проведем из центра через эту точку ось y. При дальнейшем движении фронта точка M пересечения фронта и цилиндра (в плоскости xy) смещается вдоль образующей последнего на расстояние $a \operatorname{tg} \alpha$, где α — угол, отсчитанный от оси y и определяющий положение точки M (рис. 1).

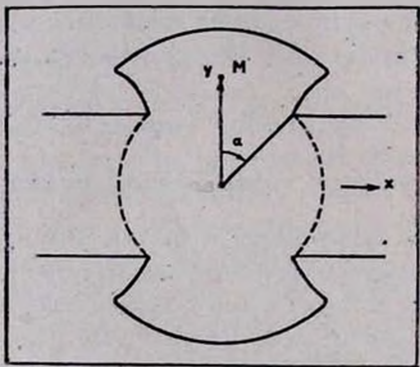

Рис. 1. Выход ударной волны на поверхность центрального тела. Пунктирной линией отмечен фронт волны, жирной линией — передний контур выброса.

Элемент газа, находившийся в момент выхода фронта в точке M, будем отмечать угловой лагранжевой переменной α и характеризовать его положение координатами $x(t)$ и $y(t)$, которые, в свою очередь, определяются (в пренебрежении гравитационным торможением) из уравнений:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{2}{\gamma+1} u(\alpha) \sin\alpha; \quad \frac{dy}{dt} = \frac{2}{\gamma+1} u(\alpha) \cos\alpha; \tag{2}$$

скорость фронта в момент его прохождения через точку M определяется формулой (1), в которой следует положить

$$R(t) = \frac{a}{\cos\alpha}; \qquad u(\alpha) = u_0 \left(\frac{R_0 \cos\alpha}{a}\right)^{1/2}.$$

Интегрирование системы (2) оказывается несложным и приводит к следующей зависимости расстояния переднего фронта выброса как функции времени:

$$r(\alpha, t) = \frac{a}{2\cos\alpha} + \frac{3}{4} u_0 t \left(\frac{R_0 \cos\alpha}{a}\right)^{1/2}. \quad (3)$$

Рассмотрение приведенной зависимости показывает, что пока $\alpha < \arcsin 0.82$ смещение x является однозначной функцией аргументов. При больших углах α в сечении выброса плоскостью, проходящей через ось цилиндра, образуется «закругление». В целом выброс в этом сечении напоминает шляпку гриба, на краях которой один слой надвигается на другой, выброшенный позже, и здесь вероятен процесс турбулизации газа. Масса выброса в секторе α порядка $\frac{2}{3}\sigma\pi a^2 \sim 10^6 M_{\odot}$.

4. *Формирование бара.* После выхода частиц выброса на поверхность ядерной области ускорение газа ударным фронтом прекращается, и здесь следует принять во внимание торможение гравитационным полем. Выберем систему координат x, η, ζ (рис. 2), причем последняя ось проходит через центр системы перпендикулярно экваториальной плоскости галактики. Для

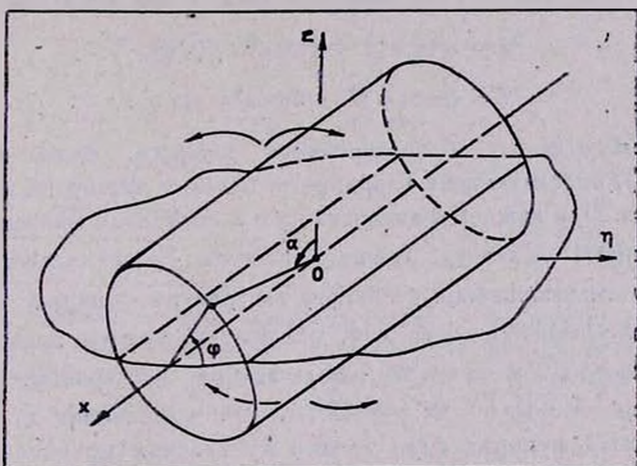

Рис. 2. Картина падения газа в выбросе на диск галактики (в направлении плоскости $x\eta$).

того, чтобы выяснить конфигурацию выброса, примем уплощенную модель массива галактики, именно положим гравитационный потенциал равным $\Phi = 2\pi G\sigma\zeta$, где σ — поверхностная плотность массы. Угловую координату φ на поверхности тела цилиндра будем отсчитывать от экваториальной плоскости галактики. Если исходить из приближения кеплеровских орбит, то движение выброшенных частиц вдоль оси вращения галактики определяется уравнением:

$$\zeta = a \sin\varphi + \frac{2}{\gamma+1}\dot{u}(\alpha)\cos\alpha\sin\varphi(t-t_\alpha) - \pi G\sigma(t-t_\alpha)^2, \tag{4}$$

которое позволяет сделать оценку времени падения частиц на плоскости экватора:

$$t_1 = t_\alpha + \frac{2u_0\sin\varphi}{\pi G\sigma(\gamma+1)}\left(\frac{R_0\cos\alpha}{a}\right)^{1/2}, \tag{5}$$

где

$$t_\alpha = \frac{2R_0}{3u_0}(a/R_0\cos\alpha)^{3/2}.$$

Это время получено в предположении, что ускорение силы тяжести достаточно мало:

$$k \equiv \frac{1}{\pi a G\sigma}\cdot\frac{4R_0u_0^2}{a(\gamma+1)^2} \gg 1. \tag{6}$$

Координаты точки падения лагранжева элемента при этом равны:

$$x = a\,\mathrm{tg}\,\alpha\,(1 + k\cos^3\alpha\cdot\sin\varphi), \tag{7}$$

$$\eta = a\cos\varphi\,(1 + k\cos^3\alpha\cdot\sin\varphi). \tag{8}$$

Чтобы найти форму образовавшегося выброса, будем исходить из формул (7, 8), определяющих координаты падения частиц на экваториальную плоскость. При каждом фиксированном x определим максимальное значение координаты η, дающее границу выступа. Расчет проведен методом Лагранжа, путем нахождения условного экстремума функции $\eta(\alpha, \varphi)$ при использовании уравнения связи $x(\alpha, \varphi)$. Этот экстремум позволяет найти угловые параметры α и φ частиц, вылетающих на границу выступа. В частности, при $x=0$, $\alpha=0$, $\varphi=45°$, а при увеличении x, φ увеличивается. Искомая функция $\varphi(x)$ дается кубическим уравнением:

$$\sin^6\varphi - \frac{\delta-3}{2}\sin^4\varphi - \frac{1}{2} = 0; \quad \delta = 27\left(\frac{x}{ka}\right)^2. \tag{9}$$

При этом

$$\sin^2\alpha = \frac{1}{3}(2 - \sin^{-2}\varphi). \tag{10}$$

Численный счет дает форму огибающей выброса, контуры которого близки наблюдаемым (рис. 2). Проведем далее оценки параметров выброса с учетом противодавления. При сжатии газа вблизи экваториальной плоскости давление газа рано или поздно должно остановить падающий газ. Если предположить, что конечное состояние является равновесным, то распределение плотности газа по вертикали описывается барометрической формулой:

$$\rho(\zeta) = \rho_0 \exp\left(-\frac{2\pi G\sigma_g\zeta}{D^2}\right), \tag{11}$$

где D^2 — квадрат дисперсии скоростей вдоль оси.

Эта формула позволяет определить эффективную толщину бара $h = D^2/\pi G\sigma_g \sim 300$ пк при $\sigma_g \approx 2\cdot 10^2\ M_\odot/\text{пк}^2$; $D = 10$ км/с.

5. *Столкновение бара с галактическим газом.* Обозначим поверхностные плотности бара и газа соответственно через σ_b и σ_g. Рассмотрим простейший случай набегания бара на газ с постоянной скоростью w, которая, как будем полагать, обусловлена разностью азимутальных скоростей бара и газовых облаков. Направим ось x в направлении этой скорости. В результате столкновения образуются две ударные волны (рис. 3) — одна встреч-

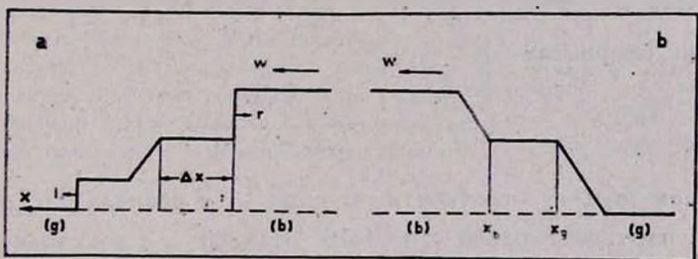

Рис. 3. а) Профили скоростей движения среды при столкновении бара с газом фона. Индексами g, b, i, r отмечены соответственно области, занятые газом и баром и фронты встречной и отраженных ударных волн. b) Профили скоростей в волнах разрежения, образующихся с тыльной стороны бара, $x_{b,\,g}$ — координаты границ волновых фронтов.

ная, отмеченная индексом i, бегущая по газу (вперед), а другая — отраженная — r, бегущая по бару (назад). Пусть далее $s_{b,\,g}$ — скорости звука в баре и газе, v — скорость движения газа за фронтом передней волны. Если $w \ll s_b$, то для определения этой скорости можно воспользоваться законом сохранения импульса: $\sigma_b w^2 = \sigma_g s_g v + \sigma_b (w - v)(w - s_b)$, откуда находим

$$v = \frac{\sigma_b w s_b}{s_g\sigma_g + (s_b - w)\sigma_b}. \tag{12}$$

Скорость движения газа в волне, бегущей по бару, равна s_g, а скорость фронта равна s_b. В случае $w \gg s_g$ и $\sigma_g \ll \sigma_b$ можно написать $v = \sigma_g s_b/\sigma_b$, и скорость фронта в газе $u = 2(w - v)/(\gamma + 1)$.

При азимутальном движении тыльная сторона бара уходит от газа, поэтому здесь образуются две волны разрежения. Одна из них идет по газу, а другая — по бару (рис. 3b). В случае волн слабой интенсивности и при равенстве начальных давлений $p_g = p_b$ решение можно искать в виде

$$v_g = \frac{2}{\gamma+1}\left(s_g + \frac{x}{t}\right); \quad v_b = w + \frac{2}{\gamma+1}\left(\frac{x}{t} - s_b - w\right).$$

Соответственно, при $x < x_g$ (область газа) $x > x_b$ (область бара), где $x_g = \frac{1}{2}(\gamma+1)v_0 t - s_g t$; $x_b = \frac{\gamma+1}{2}v_0 t + \frac{\gamma-1}{\gamma+1}wt + s_b t$, в интервале $x_g \div x_b$ скорость $v = v_0$. Эту скорость можно определить, снова пользуясь законом сохранения импульса:

$$\sigma_b w^2 = v_0(\sigma_b \dot{x}_b - \sigma_g \dot{x}_g) + \frac{\gamma+1}{4}\sigma_g v_0^2 + \frac{1}{2}\sigma_b(w + v_0)\left(\frac{2}{\gamma+1}w - \frac{\gamma+1}{2}v_0\right).$$

При малых скоростях

$$v_0 = \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\cdot\frac{\sigma_b w^2}{\sigma_g s_g + \sigma_b s_b}. \tag{13}$$

Сделаем оценку плотности в баре. Из раздела 2 следует, что начальная плотность равна $\sigma_b = 3\cdot 10^{-2} E(\eta R_0)^{-2}$, а конечная плотность в отношении $(R/R_0)^2$ меньше.

Полагая $E = 3\cdot 10^{56}$ эрг; $\eta \leqslant 10^8 \frac{\text{см}}{\text{с}}$ (параболическая скорость), $u = 5\cdot 10^7 \frac{\text{см}}{\text{с}}$, $R = 1$ кпк, получим $\sigma_b \sim 10^{-3}$ г/см^3, что сравнимо со средней плотностью газа. Рассмотренное выше движение создает фронт ударной волны, который эволюционирует в спиральную форму, однако в области тыльной стороны бара будут существовать две волны разрежения.

Ленинградский политехнический
институт

THE FORMATION OF THE GALACTIC BARRED STRUCTURE

V. G. GUGLENKO, A. A. RUMYANTSEV

The formation of bars is closely linked to some kind of eruptive process in the central region of a galaxy. The configuration of the bar appears as a result of some purely geometric factors, notably, the stretched central body, which is being imitated by a cylinder, the way the shock wave front crosses the body and the afterward gas falling upon the galactic disk. The bar collision with the gaseous system of the disk is taken into consideration which can lead to the formation of spiral arms.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Амбарцумян*, Проблемы эволюции Вселенной. Изд. АН Арм.ССР, 1968.
2. *К. Рольфс*, Лекции по теории волн плотности, Мир, М., 1980.
3. *Р. Тейлер*, Галактики: строение и эволюция, Мир, М., 1981.
4. *Я. Х. Оорт*, в сб. «Центр Галактики», ред. Т. Риглер и Р. М. Блендфорд, Мир, М., 1986, стр. 228.
5. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, Внегалактическая астрономия, Наука. М., 1978.
6. *Ж. Л. Тассуль*, Теория вращающихся звезд, Мир, М., 1982, стр. 222.
7. *А. А. Румянцев, Р. А. Глатман*, Журн. техн. физ., 48, 465, 1979.
8. *И. А. Климишин*, Ударные волны в оболочках звезд, Наука, М., 1984.
9. *Дж. Уизем*, Линейные и нелинейные волны, Мир, М., 1977, стр. 262.